
TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií

Studijní program: B2612 – Elektrotechnika a informatika

Studijní obor: 2612R011 – Elektronické informační a řídicí systémy

Měření indexu lomu plynů Jaminovým interferometrem

Refractive-index measurement of gases using Jamin interferometer

Bakalářská práce

Autor:	Jakub Hořeňovský
Vedoucí práce:	Doc. RNDr. Miroslav Šulc, PhD.
Konzultant:	Ing. Lukáš Steiger

V Liberci 20. 5. 2011

Prohlášení

Byl(a) jsem seznámen(a) s tím, že na mou bakalářskou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 o právu autorském, zejména § 60 (školní dílo).

Beru na vědomí, že TUL má právo na uzavření licenční smlouvy o užití mé bakalářské práce, a prohlašuji, že **s o u h l a s í m** s případným užitím mé bakalářské práce (prodej, zapůjčení apod.).

Jsem si vědom(a) toho, že užít své bakalářské práce či poskytnout licenci k jejímu využití mohu jen se souhlasem TUL, která má právo ode mne požadovat přiměřený příspěvek na úhradu nákladů, vynaložených univerzitou na vytvoření díla (až do jejich skutečné výše).

Bakalářskou práci jsem vypracoval(a) samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím bakalářské práce a konzultantem.

Datum

Podpis

Abstract

Knowledge of refractive index of used radiator is essential for particle identification in RICH-1 detector of the experiment COMPASS in the European Centre for Nuclear Research (CERN). Currently, the refraction is determined in retrospection from the velocity of particles and mean angle of Cherenkov radiation.

Better and more accurate particle identification can be made if the refractive index value was known with accuracy of at least 10^{-5} . Folded Jamin interferometer was designed and constructed for real-time refractive index of gases measurement. The quality of construction, mechanical stability and other properties are tested using refraction of air measurement, in this thesis.

Experiences with LabView and Matlab were used for data acquisition and evaluation. The accuracy of these data can be further increased by mathematic Quadrature Signal Measurement technique. Principles and fundamental equations are noted.

Discussion of results is provided in conclusion, comparing measured refractive index with theory in scientific papers. Minor adjustments of interferometer are suggested before its application in CERN.

Abstrakt

Pro identifikaci částic v detektoru RICH-1 experimentu COMPASS v Evropském středisku jaderného výzkumu CERN je nutná znalost indexu lomu dielektrického média, jímž částice procházejí. Ten je v současnosti počítán zpětně ze zjištěných hodnot rychlostí částic a hodnot úhlů Čerenkovova záření.

Pro přesnější identifikaci je potřeba znát tuto hodnotu s absolutní přesností minimálně 10^{-5} . Byl navržen a zkonstruován modifikovaný Jaminův interferometr pro měření indexu lomu plynu v reálném čase. V této práci je testována správnost konstrukce, odolnost vůči vibracím a další jeho parametry měření indexu lomu vzduchu.

Pro zpracování dat bylo využito znalostí programů LabView (záznam dat) a Matlab (jejich zpracování), získaných při studiu. Přesnost určení indexu lomu z takto získaných a zpracovaných dat je dále možno výrazně zvýšit při zachování stejného principu funkce interferometru i postupu měření matematickým aparátem známým jako měření signálu v kvadratuře. Je naznačen jeho princip a základní vztahy pro výpočet.

V závěru je provedena diskuze naměřených hodnot, jejich srovnání s teoretickými hodnotami získanými z odborné literatury a návrh úprav interferometru před jeho aplikací v CERN.

Obsah

Prohlášení.....	3
Abstract.....	4
Abstrakt	5
Obsah	6
Seznam použitých symbolů	8
Seznam použitých zkratk.....	8
1 Úvod	9
2 Plynový detektor Čerenkovova záření RICH-1	10
3 Měření indexu lomu plynu.....	12
3.1 Index lomu.....	12
3.2 Interferometrie.....	13
3.2.1 Interferenční refraktometry.....	15
4 Teoretická příprava měření.....	19
4.1 Interferometr pro RICH	19
4.1.1 Přesnost interferometru	21
4.2 Detekční jednotka	22
4.3 Měření signálu v kvadratuře	22
4.3.1 Určení amplitudy a fáze.....	23
4.3.2 Analýza nevyváženosti intenzit	24
4.3Postup měření v RICH-1	25
5 Laboratorní měření	27
5.1 Ověření funkčnosti interferometru	27
5.2 Ověření funkčnosti detekční jednotky	27
5.3 Analýza funkčnosti celku	30
6 Měření indexu lomu vzduchu.....	32

6.1 Podmínky laboratorního měření.....	32
6.2 Získání dat	33
6.3 Zpracování dat.....	33
6.4 Index lomu vzduchu	35
6.4.1 Nejistota měření	35
6.5 Doplnková měření.....	36
6.5.1 Analýza vlivu vibrací.....	36
6.5.2 Kvalita vakua v měřicí trubici.....	37
6.5.3 Stabilita vakua	37
6.6 Srovnání výsledků.....	38
7 Závěr.....	40
Seznam použité literatury	41

Seznam použitých symbolů

n ... index lomu

c ... rychlost světla ve vakuu, příp. čistota plynu

v ... rychlost částice

λ ... vlnová délka

f ... frekvence

θ_c ... Čerenkovův úhel

β ... poměr c/v

K ... Gladstone-Dalova konstanta

ρ ... hustota (plynu)

p ... tlak

T ... termodynamický teplota

I ... intenzita elektromagnetického vlnění

φ ... fáze elektromagnetického vlnění

Seznam použitých zkratek

CERN Evropské středisko jaderného výzkumu

COMPASS Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

RICH-1 Ring Imaging Cherenkov detector

VUV daleké ultrafialové spektrum

CsI césium-jodidové detektory

1 Úvod

Experiment COMPASS je největším z mnoha menších experimentů při urychlovacích částic ve vědecko-výzkumném komplexu CERN. Detektor Čerenkovova záření RICH-1 je jeho největším detektorem. Slouží k identifikaci částic, které jím prolétají, pomocí měření jejich rychlosti. Ve vzorci, z něž je tato rychlost určována, figuruje index lomu média – v tomto případě freonu C_4F_{10} . Jedná se nejtěžší existující plynný freon, který je svými vlastnostmi ideální a nenahraditelný pro tato měření.

V současné době je jeho index lomu zjišťován zpětně analýzou dat, získaných z rychlostí částic a odpovídajících úhlů Čerenkovova záření. Tento postup ovšem není příliš přesný (přesnost určení indexu lomu v řádu 10^{-4}) a nereflektuje mírné časové změny indexu lomu, ke kterým může docházet vlivem kolísání teploty a tlaku. Proto byl zkonstruován modifikovaný Jaminův interferometr. Mezi jeho hlavní přednosti patří vysoká přesnost měření indexu lomu. Dále byl navržen postup tohoto měření, který umožňuje sledování změn této veličiny tzv. online, tedy v reálném čase.

Cílem této bakalářské práce bylo zkompletování interferometru a ověření správnosti jeho fungování měřením indexu lomu vzduchu a eventuálně hélia. Dále pak provedení dalších měření, která by měla potvrdit vhodnost daného interferometru pro aplikaci v detektoru RICH-1, případně návrh úprav metody.

Byl vytvořen časový plán, podle něž mělo být postupováno, nicméně výrazně prodloužená rekonstrukce optické laboratoře, kde jediné mohly být potřebné experimenty prováděny, tento plán velmi výrazně pozměnila, a veškeré měření tak muselo být provedeno v rozmezí cca dvou měsíců.

Úspěšně se podařilo měřicí aparaturu zkompletovat a provést měření indexu lomu vzduchu. Byly provedeny také další experimenty, které zjišťovaly vlastnosti interferometru (jeho stabilitu a stálost) a použité detekční jednotky. Dále byl navržen algoritmus, jenž z naměřených dat určuje index lomu plynu. Kvůli nedostatku času ovšem nebyla ověřena přesnost interferometru změřením indexu lomu hélia.

2 Plynový detektor Čerenkovova záření RICH-1

Experiment COMPASS (Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) se zabývá velmi podrobným studiem stavby nukleonů a jiných hadronů z kvarků a gluonů [1]. K tomu se využívá paprsků mionů a hadronů z urychlovače SPS (Super Proton Synchrotron) v CERN (z fr. Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire). Se vstupujícím mionem či hadronem je detekována jedna či více vystupujících částic. K detekci dochází na dvoufázovém širokouhlém spektrometru. Pro jejich identifikaci slouží Ring Imaging Cherenkov Detector (RICH-1), který je jedním z nejdůležitějších detektorů experimentu COMPASS. Jedná se o plynový částicový detektor, jehož hlavním úkolem je identifikace nabitě částice měřením její rychlosti. Ta je měřena nepřímo z tzv. Čerenkovova úhlu. Využívá se záření, které vyzařuje nabitá částice při průchodu látkou vyšší rychlostí, než je rychlost světla v dané látce (c/n). Tyto fotony jsou emitovány v dielektrickém médiu (freon) a dopadají na dvě sférická zrcadla. Po odrazu jsou fokusovány do Čerenkovových kroužků v ohniskové rovině zrcadel. Zde jsou detekovány 2 typy detektorů – césium-jodidovými (CsI) fotokatodami a mnohokanálovými fotonásobiči, které je přeměnění na elektrický signál. Ten je potom zesílen a zpracován.

Pro úhel Čerenkovova záření θ_c vůči směru pohybu částice platí vztah:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (2.1)$$

β je poměr rychlosti částice ku rychlosti světla ve vakuu. Pokud by se uvažovaly pouze částice s β blížícím se 1, pak by ze střední hodnoty maximálního úhlu Čerenkovova záření bylo možné přímo určit index lomu n .

Komora detektoru je dlouhá přibližně 3 metry a její objem je 80 m³. Jako médium, jímž částice v detektoru RICH procházejí, je použit freon C₄F₁₀. Vhodný je zejména pro svou nízkou chromatičnost, jež v kombinaci s vyšším indexem lomu je ideální pro identifikaci hadronů v rozmezí 10–60 GeV/c. O vlastnosti plynu uvnitř detektoru se stará plynový systém, který kontroluje jeho tlak, udržuje plyn transparentní v oblasti VUV, naplňuje jím komoru detektoru, případně ho vrací zpět do záložního tanku.

Transparentnost média v oblasti mezi vlnovými délkami 160 a 200 nm (VUV) je nezbytná, jelikož přímo ovlivňuje počet detekovaných fotonů. Komerčně dostupný freon C_4F_{10} je však v tomto spektru transparentní jen velmi málo, neboť obsahuje nečistoty absorbující VUV záření. Tyto nečistoty je proto před napuštěním plynu do komory nutno odstranit. Plyn je také z tohoto důvodu neustále filtrován, čímž se mimo jiné odstraňuje kontaminace vodní párou a kyslíkem. Cirkuluje v uzavřené smyčce, kde jsou při teplotě cca 40 °C na měděných katalyzátorech odstraněny molekuly kyslíku a na 5A molekulárním síti při 15 °C zachyceny stopy vodních par. Touto procedurou je snížen obsah páry pod 1 ppm a kyslíku pod 3 ppm [1].

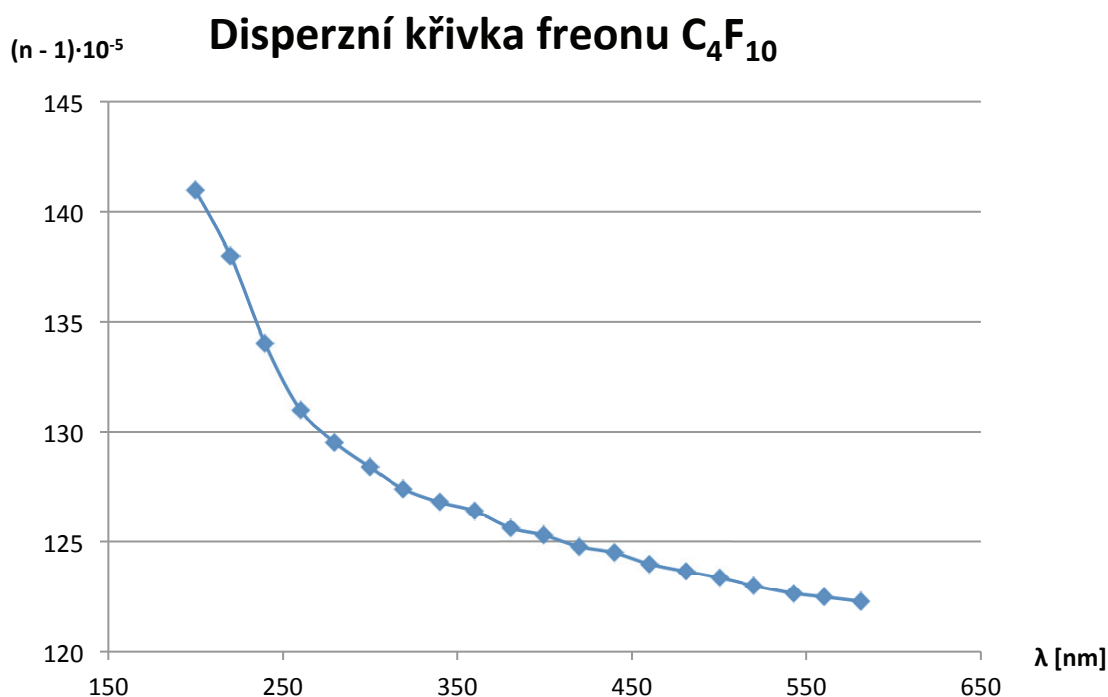
Jak je patrné ze vztahu (2.1), pro měření, kdy se z Čerenkovova úhlu zjišťuje rychlost částice, je nezbytně nutné znát indexu lomu co možná nej přesněji. Tato hodnota není v čase stálá, ale mění se vlivem změn teploty, tlaku a čistoty plynu (danou koncentrací O_2 a par H_2O). Proto postup, kdy je určena pouze jednou na začátku experimentu a dále považována za konstantní, přináší do identifikace částic chybu. Z tohoto důvodu je dobré provádět měření indexu lomu častěji, ideálně v reálném čase [5]. Teplota freonu může během 24 hodin kolísat až o 12 °C a tlak cca o 10 hPa (uvedeno v [10]). Nepřesnost indexu lomu v řádu 10^{-6} odpovídá nepřesnosti určení Čerenkovova úhlu 0,02 mrad [10].

3 Měření indexu lomu plynu

3.1 Index lomu

Index lomu je definován jako bezrozměrná konstanta průhledné látky (ať už pevné, kapalně či plynné), která udává poměr rychlosti šíření světla ve vakuu ku rychlosti světla v dané látce. Platí tedy: $n = c/v$. V případech, kdy se pracuje s indexy lomu velmi blízkými 1, se pro větší přehlednost uvádí hodnota $n - 1$.

Tato „konstanta“ ovšem není zcela konstantní. Jako většina optických veličin a vlastností látek, je i index lomu závislý na frekvenci, potažmo na vlnové délce (podle vztahu $\lambda = c/f$). Tento jev je znám jako disperze, neboli rozklad světla. Disperze je dobře pozorovatelná při lomu bílého světla. V jeho spektru se nacházejí všechny vlnové délky, a protože pro každou z nich platí jiný index lomu, lámou se různé vlnové délky pod různými úhly.



Graf 1: Závislost indexu lomu na vlnové délce [10]

Jak je uvedeno v [10], pro plyny, jejichž index lomu má ke konstantě blízko, platí vztah mezi indexem lomu a hustotou, který lze velmi přesně aproximovat rovnicí:

$$(n - 1) = K\rho \quad (3.1)$$

kde K je Gladstone-Dalova konstanta a ρ je hustota plynu. Pro znázornění závislosti jednotlivých členů rovnice (3.1) ji lze napsat jako:

$$n(\lambda, p, T, c) - 1 = K(\lambda) \cdot \rho(p, T, c) \quad (3.2)$$

c v tomto vztahu zastupuje koncentraci příměsí, charakterizující čistotu plynu. Z toho je možné odvodit, že změřením indexu lomu pro jednu vlnovou délku lze určit n i u jiných vlnových délek, neboť platí:

$$\frac{n(\lambda_1, p, T, c) - 1}{n(\lambda_2, p, T, c) - 1} = \frac{K(\lambda_1)}{K(\lambda_2)} \quad (3.3)$$

Předpokladem pro tento postup je znalost příslušné disperzní křivky.

To je důležité pro interpretaci získaných dat, neboť zatímco měření pomocí Jaminova interferometru využívá laserové světlo o vlnové délce $\lambda = 632,8$ nm, maximální citlivost cesium-jodidových (CsI) detektorů je pro $\lambda = 160$ nm, pro fotonásobiče pak pro 302 nm. Pro identifikaci částic se nyní v experimentu Compass užívá index lomu 1,001528 pro CsI detektory a 1,001345 pro fotonásobiče [10].

3.2 Interferometrie

Interferometrie v současnosti představuje jednu z nejpřesnějších metod měření. Nejčastější a nejznámější užití je pro měření délek či velmi malých výchylek (řádově až desítky nanometrů). Interferometrem lze měřit také například teplotu, tlak, elektromagnetické pole, úhlovou rychlost či jako v tomto případě index lomu plynů (případně kapalin). Obecně je možné měřit touto metodou jakoukoli veličinu, pokud je možné převést ji na fázový rozdíl dvou paprsků.

Princip měření, jak již název napovídá, je založen na interferenci elektromagnetického záření, nejčastěji laserového světla. Při skládání dvou takovýchto vln se sčítají jejich elektromagnetické vlny. Není ovšem pravda, že by výsledná intenzita byla rovna součtu původních, protože měřitelná intenzita vlnění je úměrná čtverci intenzity elektrického pole vlny. Výsledná intenzita je tedy funkcí jak původních intenzit, tak jejich vzájemného fázového rozdílu φ :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos\varphi \quad (3.4)$$

Ze vztahu (3.4) je patrné, že změřením výsledné intenzity je možné určit fázový rozdíl vln a z něj dopočítat měřenou veličinu.

Jednu z nejdůležitějších rolí celého návrhu měření hraje zdroj světla. Pro interferenci je potřeba, aby bylo vyzařované světlo dostatečně koherentní, časově stabilní a v ideálním případě také monochromatické a polarizované. Pochopitelně čím vyšší jsou nároky na kvalitu světla a tím pádem přesnost měření, tím dražší bude laser. Například skutečně monochromatické jsou až značně sofistikované lasery, které teplotně upravují délku rezonátoru, aby spektrum jejich světla obsahovalo pouze požadovanou vlnovou délku; spektrum cenově dostupnějších laserů se skládá z více čar. Teoreticky by místo viditelného světla bylo možné použít i jiné elektromagnetické záření, to by s sebou ovšem přineslo daleko více nevýhod než užítu.

Většina interferometrů funguje podle stejného vzorce: Nejprve je třeba získat dva dostatečně koherentní paprsky. Toho se nejčastěji docílí rozdělením jednoho vstupního (zpravidla laserového) na dva, vzájemně dostatečně vzdálené, aby bylo možno jeden z nich vést zkoumanou oblastí (tento je nazýván měřicí paprsek) a druhý, referenční, mimo ni. Zpravidla není pevně dáno, která z větví interferometru má být měřicí a která referenční. Vlivem různých délek trajektorií těchto dvou paprsků, případně rozdílných indexů lomu prostřední, jimiž procházejí, dojde k vzájemnému fázovému posunu. Nakonec jsou tyto paprsky opět spojeny, podle principu superpozice se sečtou jejich vlnové funkce a může být změřena fáze výstupního paprsku. Záleží už pouze na konkrétní aplikaci, jak se z této hodnoty spočte skutečně měřená veličina, kterou je v tomto případě index lomu plynu.

Kromě Jaminova interferometru jsou typickými představiteli tohoto konceptu například Michelsonův, Sagnacův či Mach-Zehnderův. Dráhový rozdíl je součet krivkového integrálu indexu lomu přes geometrickou trajektorii paprsku a relativní změny fáze při odrazech, násobené vlnovou délkou laserového světla. Výstupní intenzity se tedy mění jak v závislosti na změnách relativních trajektorií paprsků (toho se hojně využívá pro velmi přesná měření výchylek), tak i na rozdílu indexu lomu v prostředích, kterými paprsky procházejí. Právě tohoto jevu se využívá pro měření změn indexu lomu v dvoupaprskovém interferometru se známým rozdílem délek trajektorií. Z toho ovšem vyplývá, že tento princip měření indexu lomu je velmi citlivý na vibrace, tepelnou roztažnost a další faktory ovlivňující délku geometrické trasy paprsku. Měření také může být zatíženo chybou, vzniklou rozdíly v indexu lomu v různých místech. Tu lze ale

eliminovat odsáváním plynu nebo numerickou korekcí, na rozdíl od předchozí, jež může být alespoň částečně odstraněna pouze zlepšením mechanického návrhu interferometru.

Klasický Jaminův interferometr je, oproti zbývajícím z výše zmíněných, odolný vůči translacím jednotlivých částí, neboť dráha obou paprsků se prodlužuje (či zkracuje) naprosto stejnou měrou, zatímco jejich rotace vede ke změně trajektorie paprsků a tím i k ovlivnění výsledku měření.

3.2.1 Interferenční refraktometry

Existuje více konfigurací optických měřicích přístrojů schopných měřit index lomu. Všechny se vyznačují vysokou přesností měření (některé řádově až 10^{-9}), proto se jich využívá pro měření indexu lomu plynů, ale je možné jimi detekovat i malé změny této veličiny u kapalin či dokonce pevných látek. Jak již bylo zmíněno, trajektorie měřicího paprsku prochází zkoumanou látkou (index lomu n). Do cesty referenčního paprsku je možné umístit kyvetu s látkou o indexu lomu n_{ref} , následkem čehož dojde ke změně rozdílu jednotlivých optických drah. Ze stejného důvodu je také dobré použít pro měření a referenční plyn stejné kyvety. Při stejných délkách geometrických trajektorií obou paprsků uvnitř kyvet l platí pro rozdíl optických drah δ_0 vztah:

$$\delta_0 = l(n - n_{ref}) \quad (3.5)$$

Při změně měřeného indexu lomu o Δn dojde k rozdílu optických drah o $\delta_{\Delta n}$, tedy:

$$\delta_0 + \delta_{\Delta n} = l(n + \Delta n - n_{ref}) \quad (3.6)$$

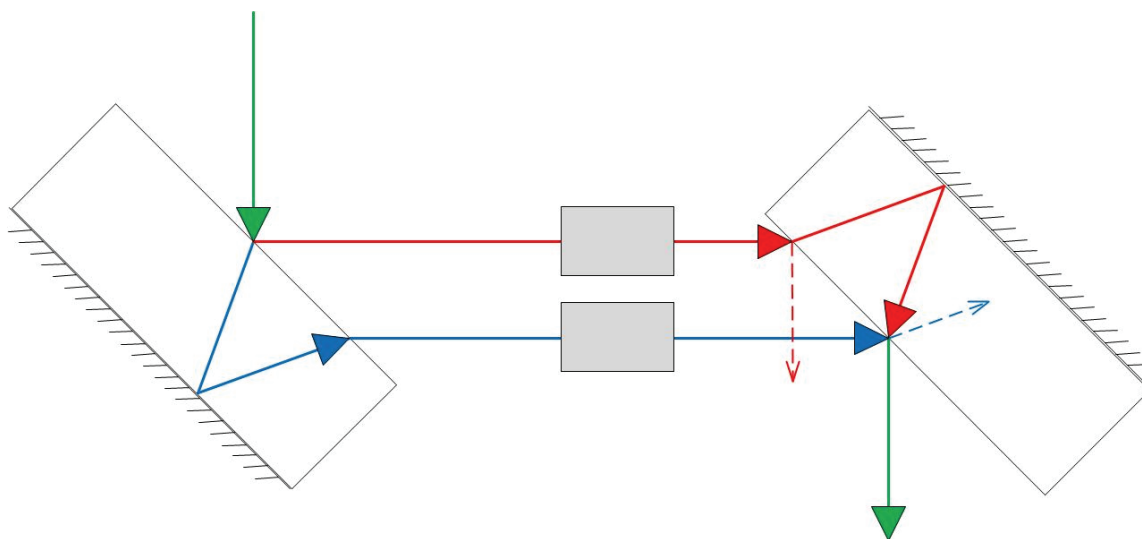
Změnu indexu lomu lze vyjádřit jako:

$$\Delta n = \frac{\delta_{\Delta n}}{l} \quad (3.7)$$

Z rovnice (3.7) je patrné, že při měření založeném na změně indexu lomu, není třeba znát hodnotu n_{ref} , neboť ta se v něm nevyskytuje.

Jaminův interferometr sestává ze dvou stejných planparalelních desek (shodná tloušťka d a index lomu n), jak lze vidět na obr. 1. Vstupní paprsek dopadá na čelní stranu první desky, část jeho intenzity se odráží a část se láme dovnitř desky. Lomený paprsek poté dopadá na zadní stranu, která je pokovená či jinak povrchově upravena tak, aby docházelo k odrazu téměř 100 % dopadající intenzity. Při výstupu z desky se tento paprsek opět láme pod stejným úhlem, jako pod kterým na čelní stranu dopadal, a vytváří tak

společně s odraženým paprskem paralelní dvojici. Na druhé desce se oba tyto dva paprsky obdobně odrážejí a lámou, až nakonec rekombinují za vzniku jednoho výsledného.

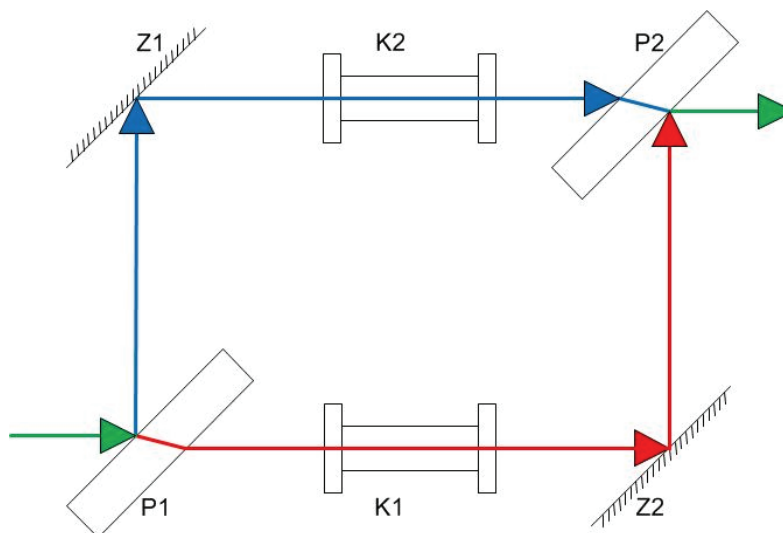


Obr. 1 Schéma klasického Jaminova interferometru

Jsou-li obě desky rovnoběžné, rovnají se úhly, pod kterými se odráží lomený paprsek na zadní straně desky, a dráhový rozdíl paprsků (pokud jim do cesty nejsou vloženy kyvety s měřeným či referenčním plynem) je nulový [3].

Z hlediska odolnosti vůči vibracím z principu Jaminova interferometru vyplývá, že je velmi málo citlivý k translacím obou desek, neboť geometrická dráha obou paprsků se mění stejnou měrou. Ovšem rotace jednotlivých desek může vést k velkým zkreslením výsledku. Jako další nevýhodu lze uvést malou vzdálenost měřicího a referenčního paprsku, což omezuje výběr použitelných kyvet [3].

Mach-Zahnderův interferometr je dalším zástupcem interferenčních refraktometrů. Skládá se ze dvou zrcadel (Z1 a Z2, viz obr. 2) a dvou desek (P1, P2), podobných jako u Jaminova, pouze bez reflexní vrstvy na jedné straně.



Obr. 2: Schéma Mach-Zehnderova interferometru

Vstupní paprsek je na vrstvě P1 rozdělen na dva, každý z nich dopadá na jedno z dvojice zrcadel a odráží se směrem k desce P2, na níž jsou opět spojeny. Zrcadla jsou navzájem přesně rovnoběžná a stejně tomu je i u obou desek. Tyto dvě dvojice je možné vůči sobě mírně natáčet, čímž lze upravovat fázi výstupního paprsku. Pokud nejsou vloženy kyvety K1 a K2, závisí fáze výstupního paprsku pouze na úhlu tohoto natočení.

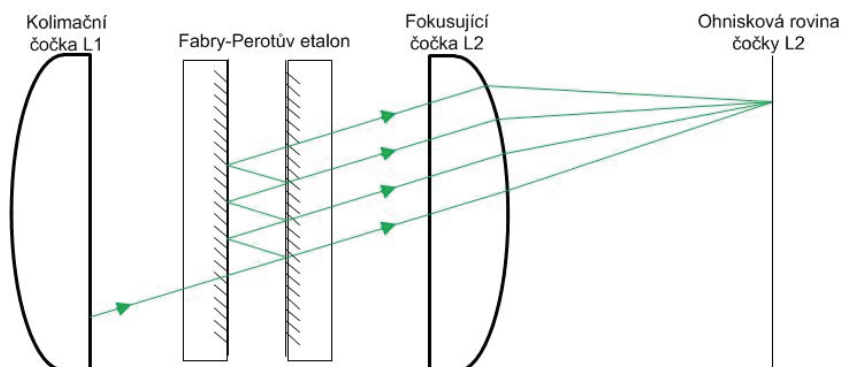
Jak je ze schématu patrné, velikou výhodou oproti Jaminově interferometru je výrazně větší vzdálenost měřicího a referenčního paprsku, a tím pádem větší prostor pro umístění kyvet. To je ovšem vykoupeno vyšším počtem optických prvků, které podstatně zvyšují náchylnost přístroje k vibracím (jak translacím, tak rotacím), proto mechanické provedení Mach-Zehnderova interferometru musí být velmi stabilní.

Mírnou modifikací Mach-Zehnderova interferometru uvedenou v [3] je **interferometr Rožděstvenského**. Rozdíl mezi nimi je v tom, že zatímco u Mach-Zehnderova jsou rovnoběžná zrcadla a polopropustné vrstvy, interferometr Rožděstvenského je konstruován tak, aby jednu rovnoběžnou dvojici tvořila deska P1 se zrcadlem Z1 a druhou P2 se Z2 (viz obr. 2).

Fabry-Perotův interferometr (etalon), popsáný v [5], se používá pro měření indexu lomu v detektoru experimentu HERA-B. Jeho princip, jak je znázorněno na obr. 3, je založen na vícenásobném odrazu vstupního paprsku mezi dvěma optickými destičkami. Celková intenzita v ohniskové rovině čočky L2 je dána několikanásobnou interferencí uvnitř etalonu a platí pro ni vztah:

$$I_{tot} = \frac{I_0 [T / (1 - R)^2]}{1 + F \cdot \sin^2 \left(\frac{2\pi d \cos \theta}{\lambda} \cdot n \right)} \quad (3.8)$$

kde $F \equiv 4R / (1 - R)^2$, R je odrazivost, A absorbance zrcadel, $T = 1 - R - A$ je transmitance a n index lomu plynu mezi zrcadly etalonu se vzájemnou vzdáleností d .



Obr. 3: Schéma Fabry-Perotova interferometru

Při nárůstu tlaku v komoře, v níž je umístěn interferometr, se mění intenzita I_{tot} podle vztahu (3.8), neboť index lomu je funkcí tlaku. Při umístění clony do ohniskové roviny čočky L2 tak, aby jí procházel pouze střed interferenčních kroužků, lze za ní pozorovat střídání maxim a minim. Určit index lomu pak lze spočítáním interferenčních obrazců za clonou při tlaku měnícím se od vakua do hodnoty, při níž má být index lomu změřen. Výpočet je možné provést pomocí vztahu:

$$n(P) - 1 = \frac{\lambda}{2d} \cdot N(P) \quad (3.9)$$

kde $n(P)$ je index lomu při tlaku P a $N(P)$ je celkový počet interferenčních obrazců [5].

Kladem tohoto interferometru je extrémně vysoká přesnost. Na druhou stranu sestává, podobně jako Jaminův, ze dvou optických destiček, a proto se dá předpokládat, že bude obdobně náchylný k vlivům vibrací.

Použití stabilnějších Fabry-Perotových interferometrů, jejichž princip je založen na optických vláknech, je pro takováto měření nevhodné, jelikož v současnosti dosahují přesností pouze cca 10^{-4} , maximálně 10^{-5} .

4 Teoretická příprava měření

4.1 Interferometr pro RICH

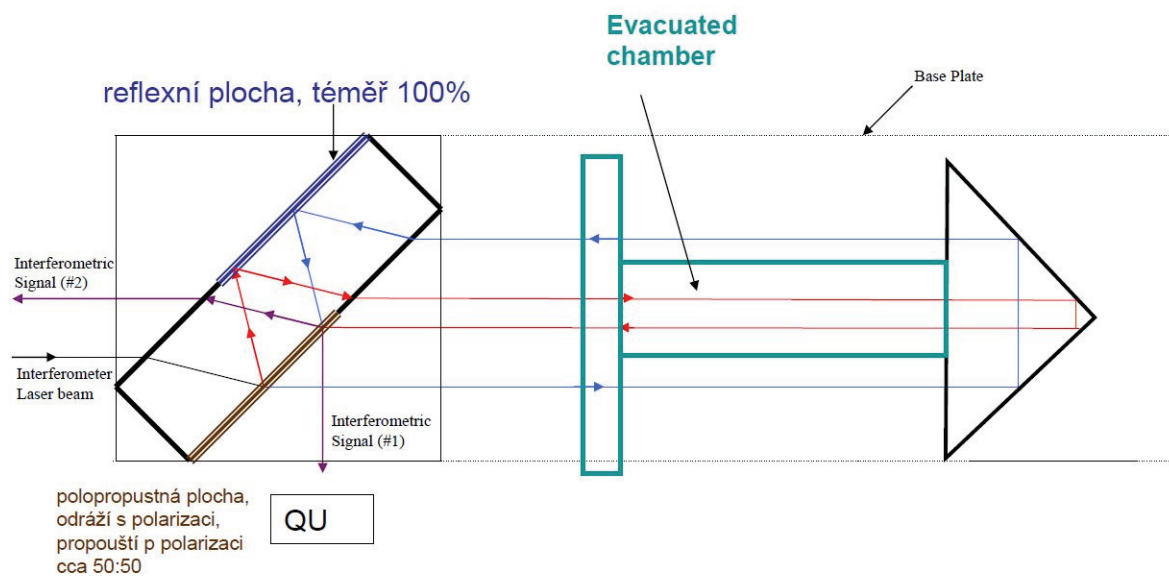
Výběru interferenčního refraktometru, který má měřit index lomu freonu v detektoru RICH-1 bylo věnováno patřičné úsilí. Bylo třeba vybrat takové zařízení, které by splňovalo následující požadavky:

- dostatečná přesnost měření – alespoň 10^{-6}
- časová stálost
- odolnost vůči vibracím
- možnost měření v reálném čase

Interferometr, navržený a zkonstruovaný pro detektor RICH v experimentu COMPASS, je nepříliš běžnou a známou modifikací Jaminova interferometru (v anglické literatuře označován jako „folded Jamin interferometer“). Kromě odolnosti vůči translacím jednotlivých optických prvků, kterou se vyznačuje i klasický Jaminův interferometr, je odolný i k rotacím, a z toho důvodu je možné považovat ho za interferometr necitlivý k vibracím [7].

Jedním z mála dosud provedených měření využívajících tohoto nástroje je práce Arthura J. Sedlacka [9], který velmi podobnou modifikací Jaminova interferometru rovněž v reálném čase detekoval a měřil výskyt aerosolů v prostředí. V dokumentaci jsou mimo jiné popsány výhody této modifikace oproti tradičně používaným interferometrům – Mach-Zehnderovu a klasickému Jaminovu.

Vstupující laserový paprsek je rozdělen na vrstvě polarizačního děliče paprsků prvního rozhraní na dva, jejichž polarizace jsou navzájem kolmé (s a p). První jím prostupuje, odráží se zpět na hranolu a poté od reflexní vrstvy na prvním rozhraní do detekční jednotky. Druhý paprsek vzniká na polarizačním děliči paprsků a odráží se nahoru na reflexní vrstvu téhož rozhraní. Jeho trajektorie mezi tímto a odrazovým hranolem prochází trubicí s plynem, jehož index lomu je měřen. Po zpětném odrazu od hranolu se opět na prvním rozhraní odráží dolů, kde rekombinuje s prvním paprskem – výsledné vlnění dopadá do detekční jednotky.



Obr. 4: Schéma navrženého Jaminova interferometru [10]

Výhoda modifikovaného Jaminova interferometru – jeho necitlivost vůči vibracím – může být na druhou stranu chápána jako negativum: nelze nastavovat fázi posunutím jednoho z optických prvků o zlomek vlnové délky laserového světla (jako je tomu např. u Michelsonova). Bylo by sice možné toto suplovat vložení průhledného objektu s proměnným (ale známým) indexem lomu či délkou, což ovšem není příliš praktické a mohlo by zničit achromatický charakter interferometru. V případech, kdy je potřeba upravovat fázi, se upřednostňuje polarizovaná verze interferometru [7].

Polarizovaný modifikovaný Jaminův interferometr používá vstupní paprsek, který obsahuje stejnou intenzitu záření v s a p polarizaci. Na polarizační vrstvě jsou tyto dvě polarizace od sebe odděleny, a po následném odrazu jednoho z paprsků tak vznikají dva paralelní, ortogonálně polarizované paprsky. Pro zpětný odraz obou paprsků je použit přesný pravoúhlý hranol, neboť nemění polarizaci ani jednoho z paprsků a fázový posun, ke kterému na něm u obou paprsků dochází, je konstantní. Po zpětném odrazu se oba paprsky opět spojí, a vzniká tak jediný výstupní paprsek. Nakonec je ještě potřeba sklopit obě roviny polarizací polarizačním filtrem o 45° , aby skutečně docházelo k interferenci. Fázi lze jednoduše přizpůsobit umístěním proměnného „zpožďovače“ do míst, kde se obě polarizace překrývají – tedy buď mezi laser a dělič paprsků, nebo mezi dělič a polarizační filtr. Nutno ovšem podotknout, že pro účely tohoto měření není počáteční fázi potřeba nastavovat, proto tento postup nebyl implementován.

4.1.1 Přesnost interferometru

V úvodu této práce bylo zmíněno, že je potřeba měřit index lomu „co možná nejpřesněji“. V reálu to znamená absolutní přesnost minimálně 10^{-5} . O tom, že ji navržený interferometr splňuje, se lze jednoduše přesvědčit:

Pro tento výpočet je důležitá pouze oblast, kde dochází ke změně vzájemného fázového posuvu referenčního a měřicího paprsku, tj. trubice, v obr. 4 označená „evacuated chamber“. Délka této trubice je $l = (300,60 \pm 0,03) \text{ mm}$. Pro fázový rozdíl platí:

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \quad (4.15)$$

Dosazením ze vztahu (3.7) do (4.15) lze získat závislost změny fáze na změně indexu lomu:

$$\Delta\varphi = 4\pi \frac{l}{\lambda} \cdot \Delta n \quad (4.16)$$

Poté je možné určit rozlišovací schopnost interferometru. Mají-li být počítána jednotlivá maxima, jednomu průchodu maxima odpovídá $\Delta\varphi = 2\pi$. Vlnová délka He-Ne laseru je $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ a vzdálenost $l = 300,6 \text{ mm}$. Dosazením těchto hodnot do předchozích rovnic je získáno $\Delta n = \frac{\lambda}{2l} \doteq 10^{-6}$. Přesnost je ještě možné zvýšit přesným určením počáteční a koncové fáze. Celkový fázový posuv tak nebude zaokrouhlen na celé násobky 2π .

Ovšem už tato přesnost je o řád lepší, než jaká je pro tuto aplikaci třeba. Navíc se dá očekávat, že přesnému určení fáze bude bránit zašumění obou výstupních napěťových signálů detekční jednotky.

4.2 Detekční jednotka

Informaci nesenou výstupním paprskem je dále třeba nějak zpracovat, a proto je nasměrován do detekční jednotky (lépe řečeno ta je umístěna tak, aby do ní paprsek dopadal), která měří signál v kvadratuře. Výstupem z detekční jednotky jsou dva harmonické napěťové signály (I a Q), vzájemně posunuté o $\pi/2$, jejichž průběh je úměrný intenzitě vstupního světla. Důvod, proč jsou zapotřebí dva, je následující: Pokud by při konstantním tlaku (tedy i indexu lomu) uvnitř trubice interferometru, byla fáze výstupního paprsku $\pi/2$, nebylo by možné určit, zda index lomu při změně tlaku roste, či klesá – napětí klesá při obou směrech pohybu fázoru napětí. Druhý signál tedy umožňuje určit směr pohybu interferenčních obrazců, tím pádem i znaménko změny indexu lomu Δn . Znalost směru změny indexu lomu není příliš potřeba při jednorázových měřeních – při vysávání plynu z trubice je jasné, že index lomu uvnitř klesá. Pro dlouhodobá měření malých změn indexu lomu je ovšem nezbytná. Oby signály lze přivést na X a Y vstupy osciloskopu. Změna indexu lomu se potom projeví pohybem zobrazovaného bodu na stínítku po kružnici.

4.3 Měření signálu v kvadratuře

Pro matematické zpracování těchto naměřených signálů je použit postup popsáný Donaldem Gavelem ([6]):

Paprsek vstupující do detekční jednotky vzniká kombinací referenčního (převážně *s*-polarizovaného) a měřicího (s polarizací *p*). Pro intenzitu referenčního paprsku platí vztah:

$$\vec{E}_{ref} = \vec{i} \cdot A \cos \omega t + \vec{j} \cdot A \sin \omega t, \quad (4.1)$$

kde \vec{i} a \vec{j} jsou jednotkové vektory ortogonálního souřadného systému, *A* je amplituda vlnění a $\omega = 2\pi c/\lambda$ je úhlová frekvence světla. Pro intenzitu měřicího potom obdobně:

$$\vec{E}_{měř} = \vec{i} \cdot A \cos(\omega t + \varphi) + \vec{j} \cdot A \cos(\omega t + \varphi), \quad (4.2)$$

kde φ je fázový rozdíl vzniklý (v tomto případě) rozdílem v indexech lomu prostředí uvnitř a vně trubice interferometru.

Po složení těchto dvou vlnění má tak výsledná intenzita tvar:

$$\vec{E} = \vec{E}_{ref} + \vec{E}_{měř} = \vec{i} \cdot A[\cos(\omega t + \varphi) + \cos(\omega t)] + \vec{j} \cdot A[\cos(\omega t + \varphi) + \sin(\omega t)] \quad (4.3)$$

Polarizační dělič paprsků v detekční jednotce pak rozděluje toto vlnění na složky x (i) a y (j). Detektory zachycují výkon dopadajícího záření podle vztahů:

$$\begin{aligned} I = E_x^2 &= A^2 [\cos^2(\omega t + \varphi) + \cos^2(\omega t) + \cos(2\omega t + \varphi) + \cos \varphi] \\ Q = E_y^2 &= A^2 [\cos^2(\omega t + \varphi) + \sin^2(\omega t) + \sin(2\omega t + \varphi) - \sin \varphi] \end{aligned} \quad (4.4)$$

Jelikož jsou tyto průběhy integrovány přes mnoho period záření, jsou střední hodnoty:

$$\begin{aligned} \bar{I} &= A^2(1 + \cos \varphi) \\ \bar{Q} &= A^2(1 - \sin \varphi) \end{aligned} \quad (4.5)$$

Z této soustavy dvou rovnic je možné vypočítat amplitudu A a fázi φ . Nejprve je ovšem potřeba odečíst posun jak v ose x, tak v ose y (tzv. bias), aby střed kružnice zobrazované na osciloskopu ležel v počátku souřadného systému. Pro osu x to lze jednoduše provést tak, že se zjistí maximální a minimální x-ová hodnota a z nich se vypočte aritmetický průměr. Ten se poté odečte od všech naměřených x-ových hodnot. Pro osu y je postup obdobný.

4.3.1 Určení amplitudy a fáze

Amplitudu lze určit tak, že se zablokuje měřicí paprsek a měří se pouze referenční. V tom případě $\bar{I} = \bar{Q} = A^2/2$. Tuto metodu, rovněž popsanou v [6], lze ale uplatnit pouze v laboratorních podmínkách, kdy je k interferometru a jednotlivým paprskům dobrý přístup. Ve výsledku ovšem bude celá aparatura uložena v kovovém válci, a blokování paprsku tak nebude možné. Navíc tento postup vychází z předpokladu, že intenzity v obou větvích (měřicí a referenční) jsou naprosto stejné a že nedochází ke kolísání výkonu laseru.

Alternativou je pro určení amplitudy využít samotná naměřená data. Ze soustavy rovnic (4.5):

$$\begin{aligned} A^2 \cos \varphi &= \bar{I} - A^2 \\ -A^2 \sin \varphi &= \bar{Q} - A^2 \\ A^4 \sin^2 \varphi + A^4 \cos^2 \varphi &= \bar{Q}^2 + \bar{I}^2 - 2A^2(\bar{Q} + \bar{I}) + 2A^4 \\ 0 &= \bar{Q}^2 + \bar{I}^2 - 2A^2(\bar{Q} + \bar{I}) + A^4 \end{aligned} \quad (4.6)$$

Rovnice (4.6) je kvadratická forma pro A^2 , jejímž řešením je

$$A^2 = \bar{I} + \bar{Q} \pm \sqrt{2\bar{I}\bar{Q}} \quad (4.7)$$

Tímto postupem jsou získány dvě možnosti velikosti amplitudy – vždy existují dvě řešení této rovnice. Pro určení, který z výsledků je správný, nezbyvá než z těchto dvou řešení vybrat to, které je blíže původnímu odhadu získanému pomocí metody zmíněné dříve.

Při známé amplitudě je možno určit fázi modulo 2π :

$$\varphi = -\tan^{-1} \left(\frac{\bar{Q} - A^2}{\bar{I} - A^2} \right) \quad (4.8)$$

4.3.2 Analýza nevyváženosti intenzit

Reálné děliče paprsků nejsou dokonalé, a tak intenzity ve větvích interferometru, dopadající na jednotlivé kanály detekční jednotky, nejsou stejné. Aby to bylo zohledněno ve výsledcích, Zhenrong Wang ve své diplomové práci (na níž odkazuje [6]) provedl analýzu prvního řádu vlivů této nerovnováhy a výsledky začlenil do softwaru zpracovávajícího data.

Zavedl α^2 jako poměr intenzit s - a p -polarizovaných vln za polarizačním děličem paprsků. Polarizace p jím prochází a na výstupu dopadá do detekční jednotky na kanál I, zatímco s se na tomto rozhraní odráží a po průchodu interferometrem je detekována na kanále Q. Dále jako β^2 uvažoval poměr intenzit v jednotlivých větvích interferometru, čili $\beta = |E_{ref}|/|E_{měř}|$. Obě tyto veličiny jsou v ideálním případě rovny jedné.

Po provedení korekce mají vlnění tvar:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{měř} &= \vec{i} \cdot A \cos(\omega t + \varphi) + \vec{j} \cdot \alpha A \cos(\omega t + \varphi) \\ \vec{E}_{ref} &= \vec{i} \cdot \beta A \cos \omega t + \vec{j} \cdot \alpha \beta A \sin \omega t \end{aligned} \quad (4.8)$$

A jejich součet:

$$\vec{E} = \vec{E}_{ref} + \vec{E}_{měř} = \vec{i} \cdot A[\cos(\omega t + \varphi) + \beta \cos(\omega t)] + \vec{j} \cdot \alpha A[\cos(\omega t + \varphi) + \beta \sin(\omega t)] \quad (4.9)$$

Intenzity detekované na kanálech I a Q pak jsou

$$\bar{I} = \langle |E_x|^2 \rangle = A^2 \left(\frac{1 + \beta^2}{2} + \beta \cos \varphi \right) \quad (4.10)$$

$$\bar{Q} = \langle |E_y|^2 \rangle = A^2 \alpha^2 \left(\frac{1 + \beta^2}{2} - \beta \sin \varphi \right)$$

Nechť $\bar{I}' = 2\bar{I}/(1 + \beta^2)$ a $\bar{Q}' = 2\bar{Q}/\alpha^2(1 + \beta^2)$, potom platí:

$$\begin{aligned} \bar{I}' &= A^2(1 + m \cos \varphi) \\ \bar{Q}' &= A^2(1 - m \sin \varphi) \end{aligned} \quad (4.11)$$

kde $m = 2\beta/(1 + \beta^2)$.

Při různých intenzitách na jednotlivých kanálech pochopitelně nelze použít první z uvedených metod pro určení amplitudy, neboť $\bar{I} \neq \bar{Q}$ ani při zablokování měřicího paprsku. Je tedy nutno určit ji početně. Při zachování dříve zavedených substitucí lze analogicky s určováním amplitudy u vyvážených intenzit psát:

$$\begin{aligned} A^2 m \cos \varphi &= \bar{I}' - A^2 \\ -A^2 m \sin \varphi &= \bar{Q}' - A^2 \\ A^4 m^2 \sin^2 \varphi + A^4 m^2 \cos^2 \varphi &= \bar{Q}'^2 + \bar{I}'^2 - 2A^2(\bar{Q}' + \bar{I}') + 2A^4 \\ 0 &= \bar{Q}'^2 + \bar{I}'^2 - 2A^2(\bar{Q}' + \bar{I}') + A^4(2 - m^2) \end{aligned} \quad (4.12)$$

Řešení kvadratické formy (4.12) je mírně složitější oproti (4.7):

$$A^2 = \frac{2\bar{Q}' + 2\bar{I}' \pm \sqrt{2\bar{Q}'\bar{I}' - 2 + m^2}}{2(2 - m^2)} \quad (4.13)$$

A je v tomto případě amplituda v ose x. Amplitudu v ose y z ní lze dopočítat jako $A_y = \alpha \cdot A$.

4.4 Postup měření v RICH-1

Postup, jímž bude měřen index lomu freonu C₄F₁₀ v detektoru RICH-1, je popsán v [10]. Interferometr je umístěn v nerezové komoře. Tato soustava je přímo spojena s komorou detektoru RICH-1. Uvnitř komory jsou umístěna také čidla pro měření teploty a tlaku, aby bylo zajištěno, že index lomu je měřen za stejných podmínek jako uvnitř detektoru. Vně komory je umístěn He-Ne laser, chráněný před vnějším magnetickým polem stíněním ze speciální měkké oceli. Na začátku experimentu je plyn, jehož index

lomu má být změřen, jak uvnitř trubice interferometru, tak vně – procházejí jím tedy oba paprsky a není mezi nimi žádný fázový rozdíl. Měření probíhá za předpokladu, že index lomu je konstantní v celém objemu plynu, což pro takto malý objem platí velmi přesně.

Na trubici je elektromagnetickým ventilem připojena vakuová pumpa. Plyn uvnitř trubice je pozvolna odsáván, čímž klesá jeho index lomu, dokud v trubici nevznikne co možná nejkvalitnější vakuum s indexem lomu blízkým $n = 1$. Po celou tuto dobu je sledován průběh výstupních signálů detekční jednotky a počítá se, kolikrát bod oběhne kružnici. Celý experiment je řízen počítačem. Pokud by došlo ke zkreslení měření vlivem kolísání intenzity laseru či nestabilitou vakua, může být měření opakováno jednoduše opětovným napuštěním měřeného plynu do trubice interferometru. Elektromagnetické ventily budou ve finálním použití řízeny PLC Siemens Simatic S7-300.

Dosazením přesných hodnot do vztahu (4.16) je spočítáno, že jedno oběhnutí odpovídá změně indexu lomu o $1,0526 \cdot 10^{-6}$. Z těchto dvou údajů se pak už velmi jednoduše spočítá index lomu měřeného plynu.

5 Laboratorní měření

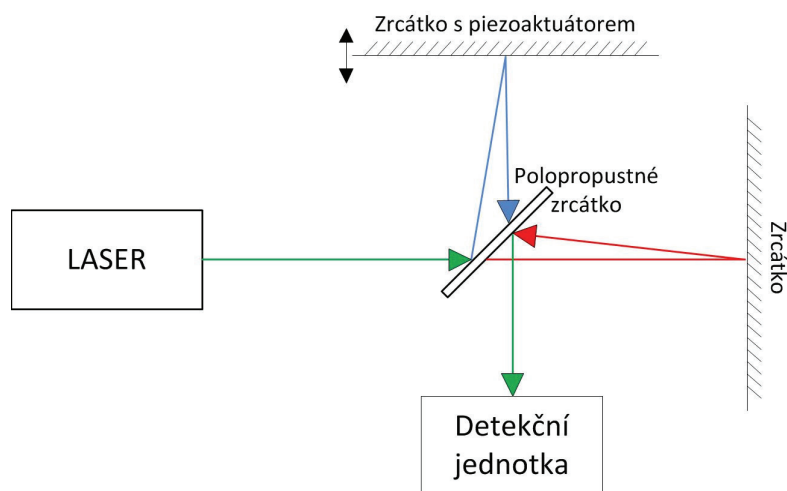
5.1 Ověření funkčnosti interferometru

Před samotným měřením indexu lomu (ať už vzduchu v rámci této bakalářské práce, či freonu C_4F_{10} v detektoru RICH) je potřeba provést několik důležitých kroků v laboratoři, jejichž cílem je zajištění správné funkčnosti měřicí aparatury. Prvním z nich je nastavení vzájemné pozice interferometru a laseru, aby skutečně docházelo k interferenci výstupních paprsků. Zároveň je potřeba zamezit různým difrakcím na hranách (především zrcátka a hranolu). Výstupní paprsky mají navzájem kolmé polarizace, proto je pro sledování interference nutné tyto roviny sklopit polarizačním filtrem – ideálně o 45° , aby výsledné intenzity obou byly přibližně stejné. Na stínítku byl takto získán interferenční obrazec. Při pozvolné změně indexu lomu by mělo být pozorováno, jak se tyto proužky po stínítku pohybují – při zvyšování indexu lomu jedním směrem, při snižování druhým. Nejsnáze se o tom lze přesvědčit změnou tlaku uvnitř trubice. Čtyři milibary odpovídají pro vzduch přibližně jednomu proužku, čili změně fáze o 2π . Změny tlaku lze nejlépe provést vývěvou, ale pro tento účel postačí i obyčejná pumpička na jízdní kolo.

5.2 Ověření funkčnosti detekční jednotky

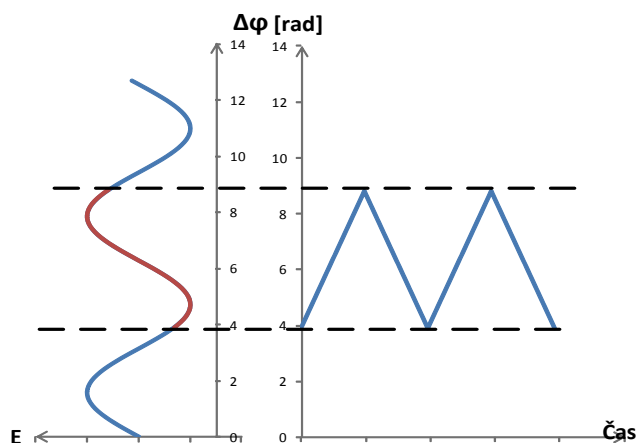
Je-li interferometr správně nastaven, je nutné zjistit, jak vlastně funguje detekční jednotka. Tento experiment je ideální provést na jednoduchém Michelsonovu interferometru, neboť u něj je možné změnu fáze nastavovat daleko pohodlněji a přesněji a lze snadněji odhadnout, co by detekční jednotka měla ukazovat.

Pro tento experiment byl použit nestabilizovaný helium-neonový laser o výkonu 0,95 mW. Paprsek z něj dopadal na polopropustné zrcátko, které část intenzity propouštělo, tento paprsek dopadal na zrcátko a odrážel se zpět, a část odráželo pod úhlem 90° na další zrcátko, připevněné k piezoelektrickému aktuátoru.

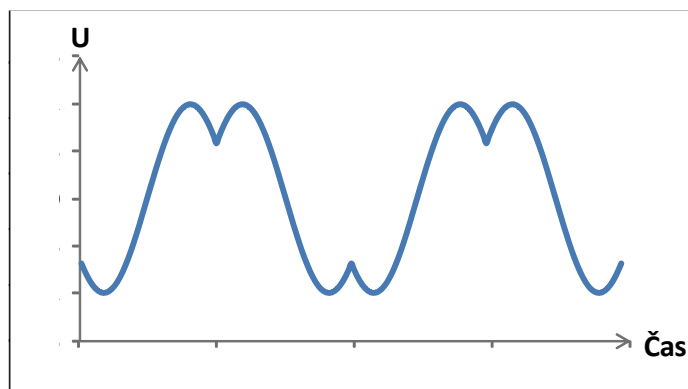


Obr. 5: Schéma Michelsonova interferometru

Výstupní paprsek byl pomocí čočky nasměrován do detekční jednotky. Na generátoru funkcí byl nastaven trojúhelníkový průběh o frekvenci 5 Hz a amplitudě v rozsahu od 100 mV do 3 V. Výstup generátoru byl připojen na vstup stejnosměrného vysokonapětového zdroje, jehož výstupem je součet stejnosměrné složky (nastavitelné v rozsahu 0–1000 V) a výše zmíněného vstupu vynásobeného 150krát. Ten pak napájel piezoaktuátor. Tímto bylo dosaženo periodické lineární změny fáze odraženého paprsku (pravá část grafu 2), a jelikož intenzita světla je harmonickou funkcí fáze (nalevo v grafu 2), vypadal průběh napětí tak, jak znázorňuje graf 3.



Graf 2: Závislost intenzity záření na jeho fázi (vlevo) a časový průběh změny fáze (vpravo).



Graf 3: Průběh napěťového signálu z detekční jednotky

Ostré špičky grafu 3 vznikají v důsledku změn směru pohybu aktuátoru, daných požitým vstupním trojúhelníkovým signálem. Pokud by se fáze měnila rovnoměrně pouze jedním směrem, k tomuto jevu by nedošlo.

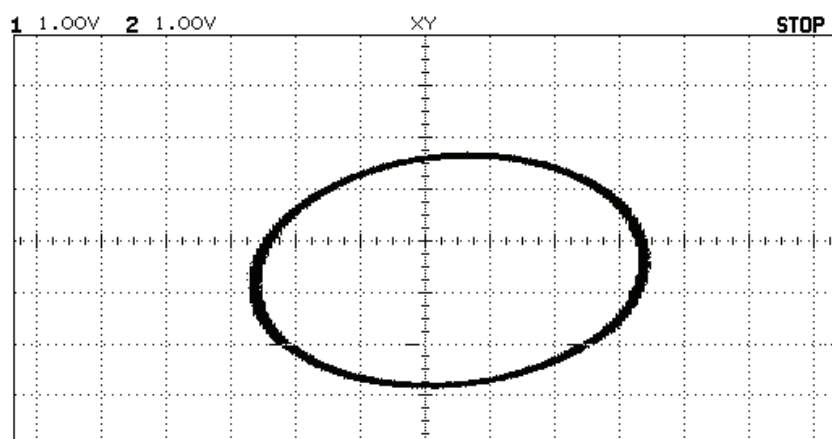
Uvnitř použité detekční jednotky je další dělič paprsku, který vstupní paprsek dělí na dva. Každý z nich dopadá na jeden detektor. Výstupem z ní jsou dva napěťové signály, jeden odpovídající sinu, druhý cosinu fázového rozdílu vstupních paprsků, tedy dva totožné signály, pouze vzájemně posunuté o 90° . Jsou-li tyto výstupy přivedeny na vstupy osciloskopu, v módu X-Y zobrazuje při konstantní fázi bod (v ideálním případě, reálně spíše kolečko vzniklé zašuměním obou signálů). Pokud se fáze začne rovnoměrně měnit, tento bod obíhá kružnici (opět pouze ideálně, ve skutečnosti se jedná o elipsu, neboť intenzity dopadající na oba detektory nejsou stejné). A to je přesně efekt, jehož bylo tímto postupem dosaženo. Pouze s tím drobným rozdílem, že se fáze mění sice rovnoměrně, ale první polovinu periody napájecího napětí jedním směrem, druhou polovinu opačně (jak je patrné z pravé části grafu 1); směr obíhání zobrazeného bodu se tedy periodicky mění s dvojnásobnou frekvencí, než jaká je nastavena na generátoru funkcí.

Pochopitelně by toto ověření funkčnosti bylo možné provést i na Jaminovu interferometru. Jediným důvodem, proč byl použit Michelsonův, byl fakt, že vzdálenost (na níž pouze je závislý fázový rozdíl u Michelsonova interferometru) se v podmínkách optické laboratoře nastavuje snadněji a především lépe kontrolovatelně než index lomu, ovlivňující fázi u Jaminova.

5.3 Analýza funkčnosti celku

Takto bylo ověřeno, že jak optická část měřicí soustavy (interferometr), tak elektronická (detekční jednotka) fungují správně. Při ověřování správnosti funkce obou dohromady byly zjištěny určité ne zrovna ideální vlastnosti měřicí aparatury. Jak bylo zmíněno dříve, tento interferometr by měl být velmi odolný a takřka necitlivý vůči vibracím. Nicméně v tomto okamžiku bylo pozorováno, že i velmi slabý dotyk prstem způsobí velké rozkmitání bodu zobrazovaného na osciloskopu. Pokud dotyk není příliš silný, aby došlo k posunutí celého měřicího zařízení, pak se bod vrátí přibližně do stejného místa. Ovšem i tak by tento jev mohl mít velmi neblahé následky na přesnost měření. Jak se ale ukázalo, chyba není v interferometru, nýbrž v použité detekční jednotce. Interferenční obrazec na stínítku vypadá i při působení větších vibrací stále stejně, nicméně mění se jeho poloha a to právě způsobuje výkyvy měřeného bodu. Jak se ukázalo, velmi záleží na tom, do kterého místa a pod jakým úhlem přesně dopadá laserový paprsek.

Dalším ne právě ideálním výsledkem byla elipsa, kterou bod na osciloskopu opisoval. Žádané kružnici se zobrazovaný útvar blížil, až když se změnilo měřítko jedné osy 2krát oproti druhé. Příčinou tohoto může být fakt, že při výrobě interferometru a nanášení jedné z 24 vrstev děliče paprsku došlo k chybě, proto se interferometr nechová přesně tak, jak bylo očekáváno. Dalším možným (a na základě dalších měření pravděpodobnějším) vysvětlením je vysoká citlivost detekční jednotky na přesné nasměrování paprsku. Avšak pro primární účel toho zařízení – měření indexu lomu plynu – není v žádném případě potřeba určovat přesnou pozici bodu na kružnici. Pro dostatečnou přesnost postačí počítat tato „kolečka“, která bod oběhne, jak bylo ostatně původně plánováno. Určování fáze přichází v úvahu pouze pro přesné určování malých změn indexu lomu plynu v detektoru RICH. Elipsa také určení fáze neznemožňuje, pouze bude muset být tento jev pouze patřičně zohledněn v měřicím algoritmu.



Obr. 6: Elipsa zobrazená na osciloskopu , získaná měřením s Michelsonovým interferometrem.

6 Měření indexu lomu vzduchu

6.1 Podmínky laboratorního měření

Aspektem, nejvíce ovlivňujícím okolnosti, za kterých byl index lomu vzduchu v laboratoři měřen, byl fakt, že v době měření nebylo k dispozici několik součástí umožňujících izolaci měřicí soustavy. Z toho důvodu nebylo možné přesně dodržet tzv. normální podmínky, za nichž mělo být toto měření prováděno. Probíhalo tedy při teplotě a tlaku vzduchu panujících v optické laboratoři, které nebylo možné regulovat.

Dalším jevem, jenž mohl mít vliv na přesnost měření, bylo použití laseru, který nebyl dostatečně stabilizovaný. Mohlo tak docházet ke kolísání jeho intenzity. Co ovšem pravděpodobně ovlivňovalo naměřená data více, bylo umístění detekční jednotky. Ta by správně měla být šrouby připevněna k víku válcové komory, v níž je uchycen interferometr. Potřebný držák ovšem také nebyl k dispozici, proto byla provizorně postavena na optickém stole vedle interferometru.

Další nepřesnost do měření přineslo nedodržení předpokladu, že má být měřený plyn vysáván, dokud uvnitř trubice nevznikne vakuum. Trubice je evakuována vývěvou, proto naprosté vakuum nenastane; nicméně při maximálním vysátí byl naměřen tlak uvnitř trubice cca 10^{-2} mbar. Jak už bylo také zmíněno, změně fáze o 2π , čili jednomu kolečku, odpovídá změna tlaku o 4 mbar. Proto je tato nepřesnost daleko nižší, než je rozlišovací schopnost interferometru, a na přesnost výsledku tak prakticky nemá vliv.

Výstup detekční jednotky byl připojen jak k pinovému bloku a měřicí kartě (viz dále), tak i na vstupy osciloskopu. Toto zapojení umožňovalo optické sledování průběhu změny indexu lomu. Bylo tedy možné manuálně upravovat otevření ventilů tak, aby tato změna nebyla příliš rychlá, a frekvence snímání dat byla dostatečná, ale ani zbytečně pomalá, aby zapsaných dat nebylo příliš.

Pro interpretaci výsledků a porovnání s jinými provedenými měřeními je nezbytná znalost fyzikálních vlastností vzduchu. Při tomto experimentu byly následující:

- Teplota: $(21,3 \pm 0,8)$ °C
- Tlak: (1020 ± 4) hPa
- Relativní vlhkost: (47 ± 3) %

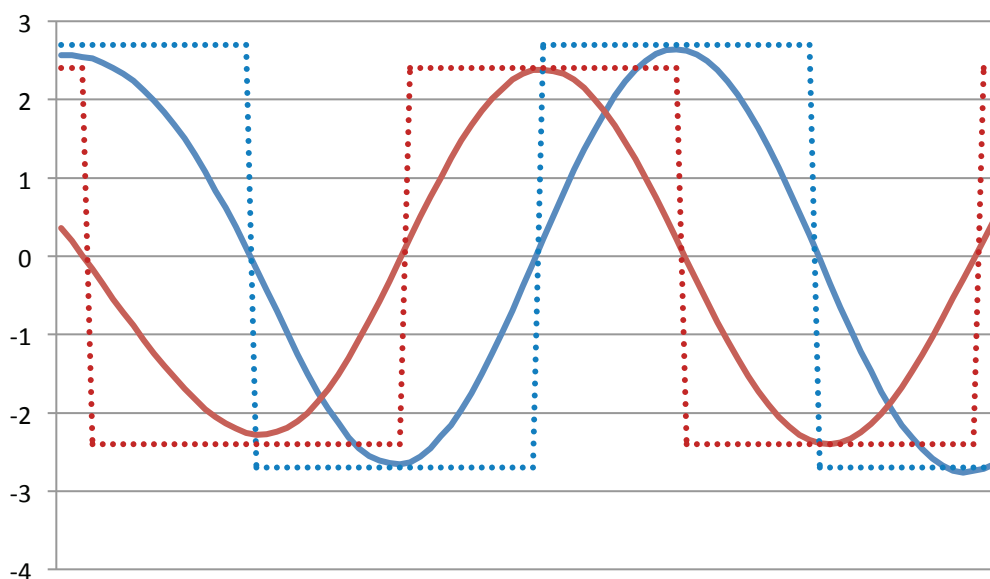
6.2 Získání dat

Prvním krokem pro určení hodnoty indexu lomu vzduchu v optické laboratoři je naměření průběhů signálů na jednotlivých výstupních kanálech detekční jednotky. K tomu bylo využito zařízení od firmy National Instrument, konkrétně měřicí karty pro notebook DAQCard-6062E, připojené přes rozhraní PCMCIA. Program v LabView, který se stará o získání a zápis naměřených dat, je vcelku jednoduchý.

DAQ Assistant s nastavenou vzorkovací frekvencí (bylo provedeno více měření při frekvencích v rozsahu 5–100 Hz) snímá oba kanály spojitě (Continuous Sampling). Získaná data jsou zapsána do binárního souboru, tvoří tabulku, kterou je možné otevřít např. v programu MS Excel.

6.3 Zpracování dat

První zpracování naměřených hodnot probíhá právě v Excelu. Dříve bylo zmíněno, že prvním krokem numerického zpracování je odečtení stejnosměrných složek od obou signálů. Naměřená data sice odpovídají sinu a cosinu fáze výstupního paprsku, nicméně aby bylo možno index lomu měřit zvoleným algoritmem (viz dále), je potřeba posunout tyto průběhy tak, aby střední hodnota jejich napětí byla nulová. To lze jednoduše provést tak, že se od každé naměřené hodnoty odečte aritmetický průměr z minima a maxima daného průběhu.



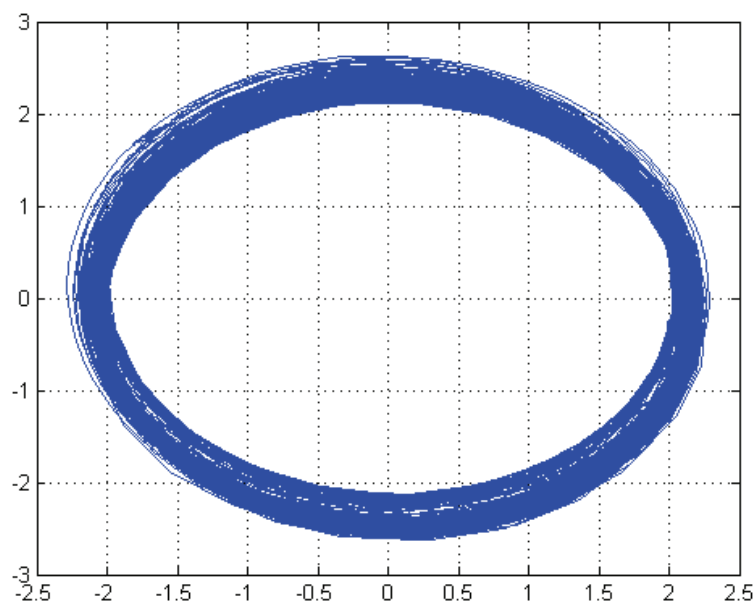
Graf 4: Úsek naměřených hodnot po odečtení stejnosměrných složek

Z grafu 4 je dobře patrný jednak vzájemný posun signálů o 90° , a jednak rozdíl amplitud signálů způsobený nevyvážeností intenzit dopadajících na oba detektory. Dalším jevem, který lze z tohoto grafu vyčíst, je mírné kolísání velikostí amplitud průběhů. To si lze vysvětlit jak možnými fluktuacemi intenzity laseru, tak i změnou vzájemné polohy interferometru a detekční jednotky – jelikož ta při provádění tohoto měření nebyla stabilně připevněna ke konstrukci, jako interferometr, nýbrž stála volně na optickém stole. Z tohoto důvodu také není zcela přesný postup odečítání stejnosměrné složky signálů. Ovšem toto kolísání intenzit nebylo velké, proto ho lze uplatnit při zachování více než dostatečné výpovědní hodnoty naměřených údajů.

Určování fáze, jak je popsáno v kapitole 4.3.1, je nutné pouze pro měření s řádem přesnosti 10^{-7} . Pro přesnost měření indexu lomu vzduchu, alespoň 10^{-5} , stačí počítat průchody maxim, eventuálně kolečka (viz kapitola 4.1.1). Proto ani není důležité znát přesnou výchylku signálů v jednotlivých časech – postačí znalost jejího znaménka. Z tohoto důvodu tedy bylo potřeba odčítat stejnosměrné složky. Dalším bodem zpracování měření je tak získání hodnot funkce signum pro všechna naměřená data (v grafu 4 znázorněno tečkovaně a pro přehlednost vynásobeno velikostí amplitud).

Následné zpracování probíhá v programu MATLAB. Nejprve jsou z hodnot funkce signum z naměřených dat vytvořeny vektory. Pro případ, že by některý z jejich prvků byl roven 0, což by přineslo chybu do počítání změny indexu lomu, jsou tyto členy nahrazeny jedničkami. Samotný algoritmus pro získání údaje o změně indexu lomu je následující:

Počítají se průchody nulou prvního signálu. Příklad, kdy by došlo k zakmitání tohoto průběhu v oblasti nuly a tím pádem k vícenásobné inkrementaci proměnné reprezentující tyto průchody, je ošetřen tak, že do další, pomocné proměnné je při každé změně signa prvního průběhu uložena hodnota signa druhého. K inkrementaci pak dochází pouze tehdy, liší-li se aktuální hodnota signa druhého signálu od hodnoty téhož vektoru v čase, kdy došlo k minulému průchodu nulou prvního signálu. Po provedení této iterace pro všechny prvky vektorů je v proměnné sledující průchody nulou uložen jejich celkový počet. Ten je ještě třeba vydělit dvěma, neboť žádanou hodnotou není kvantum průchodů nulou, nýbrž celkový počet koleček, která bod opíše.



Obr. 7: Naměřené průběhy signálů zobrazené v XY-grafu

6.4 Index lomu vzduchu

Jak bylo zmíněno v kapitole 4.3, určení celkové změny indexu lomu je provedeno vynásobením tohoto údaje hodnotou představující změnu indexu lomu odpovídající jednomu kolečku (změně fáze o 2π). Celkový počet koleček, která bod při měření oběhl, je **247,5**. Implementovaný algoritmus počítá v první řadě nikoli kolečka, ale průchody nulou signálu, proto je možné, aby počet koleček nebylo celé číslo, ale v případě lichého počtu průchodů (jako v tomto), může být násobkem 0,5. Tento údaj byl ověřen opakovaným měřením a při různých hodnotách vzorkovací frekvence měřicího DAQ Assistanta. Se stejným výsledkem byl rovněž proveden opačný postup, kdy na počátku měření bylo uvnitř trubice vakuum a pozvolna se do ní připouštěl vzduch. Celková změna indexu lomu tak činí $260,5 \cdot 10^{-6}$. Naměřený index lomu vzduchu je tedy $n = 1,0002605$.

6.4.1 Nejistota měření

Největší nepřesnost do určování indexu lomu přinesl zvolený postup, kdy není určována přesná výchozí a konečná fáze – takto by bylo možno dosáhnout přesnosti i vyšší než 10^{-7} . Jelikož jsou v algoritmu zpracování naměřených dat počítány průchody nulou jednoho signálu, maximální možná odchylka měřeného fázového rozdílu od skutečného je π . V rovině indexu lomu tato nejistota odpovídá hodnotě $5,26 \cdot 10^{-7}$.

Dále je pak dána nejistotou délky trubice interferometru. Ta činí 0,03 mm. Při nejmenší možné dráze, jíž paprsek uvnitř trubice urazí, ($2l = 601,14 \text{ mm}$) by změna indexu lomu při změně fáze o 2π činila $1,05267 \cdot 10^{-6}$. Pokud by naopak skutečná délka trubice byla z druhého konce intervalu tolerance, pak by paprsek uvnitř ní urazil dráhu $2l = 601,26 \text{ mm}$, Δn při jednom oběhnutí kolečku by bylo rovno $1,05246 \cdot 10^{-6}$. Nejistota změny indexu lomu při $\Delta\varphi = 2\pi$ tak je $1,051 \cdot 10^{-10}$. Z těchto údajů je zřejmé, že tato nejistota dané měření takřka neovlivňuje. Je sice pravda, že se nasčítává při každém opsaném kolečku – celková chyba tak činí $247,5 \cdot 1,051 \cdot 10^{-10} \doteq 2,6 \cdot 10^{-8}$, což je ovšem o řád méně než rozlišovací úroveň zvolené metody měření, proto je možné tuto nejistotu zanedbat.

6.5 Doplnková měření

Kromě samotného měření indexu lomu vzduchu byla provedena i další měření, jež měla ukázat vhodnost použití navržené měřicí aparatury. Byl zkoumán vliv vibrací na přesnost měření, stabilita vakua uvnitř trubice interferometru. Dále bylo změřeno, zda dosažené vakuum je „dostatečné“, tedy zda se pomocí použité rotační vývěvy podaří dosáhnout dostatečně nízkého tlaku.

6.5.1 Analýza vlivu vibrací

Při implementaci tohoto měřicího systému v detektoru RICH-1 experimentu COMPASS je očekáván vliv vibrací, neboť dielektrické médium, jímž je prostor detektoru vyplněn (freon C_4F_{10}) neustále cirkuluje – odstraňování nečistot (viz kapitola 2). Toto proudění a jím způsobené vibrace nesmějí ovlivňovat výsledek měření, proto také byla ze všech uvažovaných variant měření vybrána ta, jež je k vibracím nejméně citlivá – modifikovaný Jaminův interferometr.

Laboratorní testy tuto odolnost vůči vibracím potvrdily. Rotační vývěva, použitá při měřeních, a která sama je velkým zdrojem vibrací, byla umístěna v těsné blízkosti optického stolu, na němž byl umístěn interferometr a detekční jednotka. Ani počítačové měření (v programu LabView), ani optická kontrola průběhu na osciloskopu žádnou náchylnost k takto vzniklým vibracím neprokázaly.

6.5.2 Kvalita vakua v měřicí trubici

Jednou z logických otázek po měření provedeném popisovanou metodou je, zda je uvnitř trubice interferometru po ukončení měření absolutní hodnoty indexu lomu vakuum, neboť na tomto předpokladu je celý princip měření založen.

Po ustálení zobrazovaného bodu při puštěné vývěvě (pro tuto kontrolu je lepší sledovat průběh na připojeném osciloskopu, než analyzovat data získaná počítačem) byla vývěva vypnuta a byl změřen tlak na jejím výstupu (v hlavě vývěvy). Ten při použití pouze rotační vývěvy činil cca 10^{-2} mbar (jak už bylo uvedeno v kapitole 6.1).

Pro jistotu – pro případ, kdy by tento údaj neodpovídal realitě – byla za těchto podmínek puštěna i turbomolekulární vývěva, s jejíž pomocí bylo dosaženo tlaku cca $6 \cdot 10^{-5}$ mbar. Nejistota indexu lomu při této hodnotě se pohybuje v řádu okolo 10^{-11} . Nicméně fázový rozdíl zobrazovaného bodu při použití pouze rotační vývěvy a při připojení turbomolekulární byl, jak bylo ostatně očekáváno, zanedbatelný.

6.5.3 Stabilita vakua

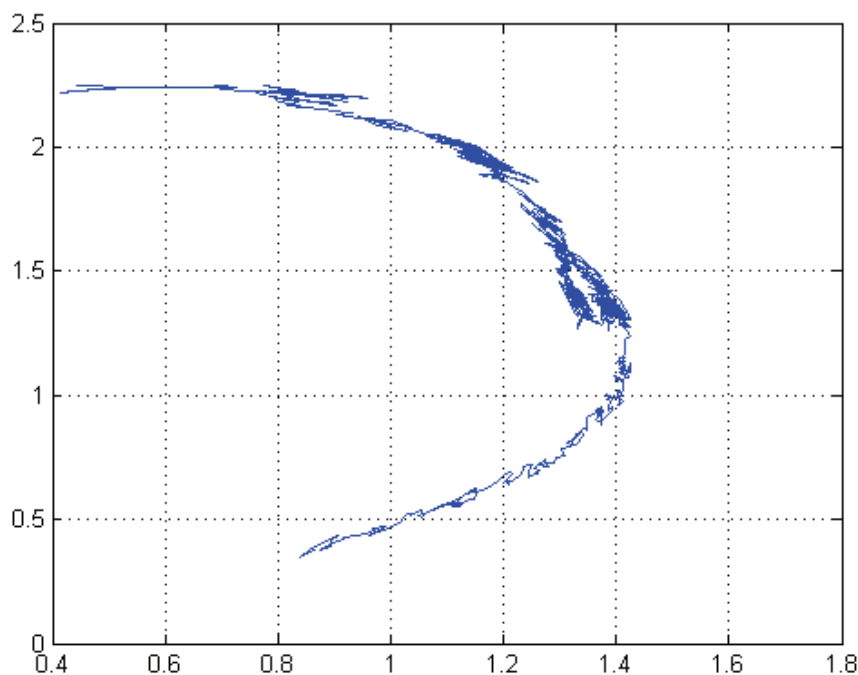
Při měření indexu lomu plynu v reálném čase je nutné zajistit, aby vakuum uvnitř trubice interferometru bylo co nejstabilnější, tedy aby vysátý plyn nepronikal zpátky do trubice. Základem tohoto měření totiž je opět měření změny indexu lomu, tentokrát však plynu mimo měřicí trubici vůči indexu lomu vakua uvnitř. Pokud by se měnily oba tyto indexy, byla by výpovědní hodnota naměřených dat prakticky nulová, neboť by nebylo možné určit, o kolik se změnil index lomu uvnitř trubice.

Pro zajištění absolutní vzduchotěsnosti spojů (kritické jsou především u hrdla trubice interferometru a na výstupu vývěvy) jsou obecně doporučovány dva postupy:

Prvním z nich je zajištění dokonalé čistoty všech styčných plošek spojů. To znamená očistit všechny součástky lihem, pracovat s nimi v bezprašném prostředí, manipulovat s nimi pouze v čistých rukavicích atd. Druhou možností je aplikace mazadla či jiné látky podobných vlastností na všechna místa, kde hrozí netěsnost.

Pro tuto sérii laboratorních měření nebyla důsledně použita ani jedna z uvedených metod, jelikož primárním cílem bylo jednorázové změření aktuální hodnoty indexu lomu vzduchu. Tomu také odpovídá výsledek tohoto sekundárního měření. Po vyčerpání veškerého vzduchu z trubice bylo spuštěno měření, které s frekvencí 0,5 Hz snímalo výstupy detekční jednotky. Během pouhých cca 37 min došlo uvnitř trubice

k nezanedbatelnému nárůstu tlaku, tím pádem i indexu lomu. Jak dokazuje obr. 8, bod za tuto dobu urazil přibližně půlku kolečka. Změně tlaku o 765 torr (1019,9 hPa), jak bylo naměřeno, odpovídá změna fáze $247 \cdot 2\pi$. Ze změny fáze přibližně o π tak lze určit nárůst tlaku uvnitř trubice: cca 206 Pa.



Obr. 8: Trajektorie bodu při měření stability vakua v měřicí trubici

Z tohoto měření je více než zřejmé, že stávající kvalita spojení je naprosto nevhodná pro dlouhodobá měření malých změn indexu lomu. Při aplikaci v CERN tak bude muset být otázce vzduchotěsnosti spojů věnována výrazně větší pozornost.

6.6 Srovnání výsledků

Index lomu vzduchu je kromě snadno měřitelných veličin (teplota, tlak, vlhkost,...) závislý na mnoha dalších faktorech – složení vzduchu (podíl dusíku, kyslíku a dalších prvků), obsahu vodních par, oxidu uhličitého či jiných látek. Proto se dosažené výsledky nemusí přesně shodovat s hodnotami, získanými jinými metodami, byť by byly prováděny za stejných, nebo aspoň podobných podmínek. Na druhou stranu index lomu plynu, především vzduchu, je veličina důležitá pro mnoho odvětví, proto jsou jeho závislosti na různých faktorech zkoumány už dlouhá desetiletí.

Základním vztahem pro výpočet teoretické hodnoty indexu lomu vzduchu při známých podmínkách se stala Edlénova rovnice [4]:

$$(n - 1)_{tp} = (n - 1)_s \cdot 0.00138823 p / (1 + 0.003671 t) \quad (6.1)$$

Kde p je tlak v jednotkách torr, t teplota v °C a $(n - 1)_s$ je dáno:

$$(n - 1)_s \cdot 10^8 = 8342,13 + 2406030(130 - \sigma^2)^{-1} + 15997(38,9 - \sigma^2)^{-1}$$

kde σ je vlnčet ve vakuu v μm^{-1} . (6.2)

Všechny koeficienty rovnic (6.1) a (6.2) byly určeny empiricky. Na základě dalších měření prováděných dalšími autory byly tyto koeficienty mnohokrát mírně modifikovány ([2], [8]).

Tabulka teoretických hodnot indexu lomu vzduchu v [8] při podmínkách podobných laboratorním (v tabulce: $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, $t = 15 \text{ °C}$, $p = 1000 \text{ mbar}$ a rel. vlhkost 50 %) udává $n - 1 = 272 \cdot 10^{-6}$. Ze stejné tabulky je ovšem také zřejmý pokles indexu lomu s rostoucí teplotou (stejně jako ze vztahu (6.1)), proto je i nižší naměřený index lomu (viz kapitola 6.4).

7 Závěr

Během výrazně zkráceného času na experimentální část této bakalářské práce, způsobeného prodloužením rekonstrukce optické laboratoře TUL se podařilo zkompletovat modifikovaný Jaminův interferometr. Byla ověřena funkčnost jak samotného interferometru, tak použité detekční jednotky, která je neméně důležitou součástí měřicího systému. Byl vytvořen jednoduchý program v LabView pro získání potřebných dat, která byla dále analyzována pomocí programů MS Excel a Matlab. Byla provedena série měření pro určení indexu lomu vzduchu, jejímž výsledkem bylo určení indexu lomu vzduchu při teplotě 21,3 °C, tlaku 1019,9 hPa a relativní vlhkosti 47 %. Tato hodnota činí $n - 1 = (260,5 \pm 0,6) \cdot 10^{-6}$. Byla provedena i další měření pro zjištění vhodnosti použití tohoto systému v detektoru RICH-1 v CERN. Především očekávaná odolnost vůči vibracím byla potvrzena.

K nedostatkům stávajícího zapojení patří v první řadě netěsnost spojů, způsobující samovolné pronikání vzduchu do trubice interferometru poté, co byl vývěvou vysán. Toto nemá vliv na přesnost jednorázového měření, ovšem znemožňuje dlouhodobé sledování mírných fluktuací indexu lomu plynu.

Ukázalo se, že Jaminův interferometr je plně funkční a připraven k dalším testům v CERN.

Seznam použité literatury

- [1] ABBON, P., et al. The COMPASS experiment at CERN. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 11 July 2007, Vol. 577, No. 3, p. 455–518.
- [2] BIRCH, K. P.; DOWNS, M. J. Correction to the Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air. *Metrologia*. 1994, Vol. 31, No. 4, p. 315-316.
- [3] BROŽ, Jaromír. *Základy fyzikálních měření, I. díl*. 1. vyd. Praha: SPN - pedagogické nakladatelství, 1967. Optika, 523 s.
- [4] EDLÉN, Bengt. The Refractive Index of Air. *Metrologia*. 1966, Vol. 2, No. 2, p. 71.
- [5] FOKITIS, E., et al. The Fabry-Perot Interferometer for the DELPHI Ring Imaging Cherenkov Detector. *Nuclear Physics B - Proceeding Supplements*. November 1995, Vol. 44, No. 1–3, p. 246–251.
- [6] GAVEL, Donald. Polarization Quadrature Interferometer. *LAO Memo* [online]. June-August 2004, [cit. 2011-05-04]. Dostupný z WWW:
<<http://www.lao.ucolick.org/PublicDocuments/Polarization%20Quadrature%20Interferometer.pdf>>.
- [7] MOOSMÜLLER, H.; ARNOTT, W. P. Folded Jamin interferometer: a stable instrument for refractive-index measurements. *Optics Letters*. March 15, 1996, Vol. 21, No. 6, p. 438–440.
- [8] OWENS, James C. Optical Refractive Index of Air: Dependence on Pressure, Temperature and Composition. *Applied Optics*. January 1967, Vol. 6, No. 1, p. 51-59.
- [9] SEDLACEK, Arthur J. Real-time detection of ambient aerosols using photothermal interferometer: Folded Jamin interferometer. *Review of Scientific Instruments*. 2006, Vol. 77, No. 6, Article No. 064903.
- [10] ŠULC, Miroslav, et al. A Study of the RICH gas refractive index. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 21 May 2011, Vol. 639, No. 1, p. 271-273.